Physikalische Grundlagen
der Medizin.

Über die Zerlegung des Massenschwächungskoeffizienten von Röntgenstrahlen in seine Komponenten mittels der Wilsonkammer.

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

genehmigt

von der Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

zu Bonn.

Von

Peter Gayer

aus Koblenz.

BONN · 1937

DRUCKEREI H. KEESE, BONN

Berichterstatter: Prof. Dr. L. Grebe

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Beim Durchgang der Röntgenstrahlen durch Materie treten Umwandlungsprozesse der Energie der Strahlung auf. Diese Umwandlungsprozesse sind der „lichtelektrische Effekt" und der „Comptoneffekt". Beide verursachen die Schwächung der Röntgenstrahlung auf dem Weg durch die Materie.

Die lichtelektrische Wirkung der Röntgenstrahlen hat schon ihr Entdecker gekannt und sie als „Sekundärstrahlung" bezeichnet. Von Dorn [1]) wurde ihr Elektronencharakter bewiesen. Seitdem war sie Gegenstand vieler Untersuchungen. Quantentheoretisch ist der „lichtelektrische Effekt" folgendermaßen zu erklären:

Ist h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz der Strahlen, so ist $h\nu$ die Energie eines jeden Quants dieser Strahlung. Tritt nun Absorption eines Quants durch ein Atom ein, so wird die Energie des Quants in andere Energiearten umgesetzt. Durch die Absorption der Energie des Quants wird das Atom energiereicher. Die Folge ist, daß ein Elektron von einem energieärmeren Niveau auf ein energiereicheres gehoben oder ganz aus dem Atomverband entfernt wird. Ein Teil des Energiebetrages $h\nu$ dient zur Überwindung der Bindungskräfte des Elektrons und der Rest ist dann die kinetische Energie, mit der sich das Elektron aus dem Atomverband entfernt. Es tritt also eine Elektronenstrahlung, die Photoelektronen I. Art, auf. Die kinetische Energie dieser Photoelektronen ist von der Größe der absorbierten Energie $h\nu$ abhängig. Die lichtelektrische Gleichung lautet, wenn A die Loslösungsarbeit für das Elektron bedeutet:

$$\frac{m v^2}{2} = h\nu - A$$

Von einem anderen Standpunkt aus betrachtet, ist A die potentielle Energie, die von dem Atom aufgenommen, aber schon nach unmeßbar kurzer Zeit wieder nach außen abgegeben wird. Auf zweierlei Art kann nun die Aussendung dieser potentiellen Energie aus dem Atom erfolgen. Treten Elektronensprünge innerhalb des Atoms von

den energiereicheren Niveaus auf die energieärmeren auf, so wird eine Wellenstrahlung ausgesandt, die man als Fluoreszenz- oder charakteristische Strahlung bezeichnet. Wird diese Fluoreszenzstrahlung von demselben Atom wieder absorbiert, so tritt eine Elektronenstrahlung, die Photoelektronen II. Art, auf. Die letzteren Vorgänge, die Aussendung der potentiellen Energie, sind lediglich eine Angelegenheit des angeregten Atoms und von der Primärstrahlung völlig unabhängig, jedoch abhängig von dem Atom des absorbierenden Elementes. Das Schwächungsgesetz der primären Röntgenstrahlung hat für diesen inneratomaren Vorgang der Photoemission II. Art keine Geltung mehr, sondern es müßte ein neuer Atomschwächungskoeffizient eingeführt werden. Die Einführung eines Atomschwächungskoeffizienten umgeht man durch die Annahme, daß das ionisierte Atom ohne Aussendung einer Wellenstrahlung, sondern unter Emission eines Elektrons in den neutralen Zustand wieder zurückkehrt.

Nennen wir im folgenden die Photoemission I. und II. Art kurz als Photoemission, so setzt sich der Absorptionskoeffizient α der Strahlung aus dem Photoemissionskoeffizienten $\bar{\alpha}$ und dem Fluoreszenzkoeffizienten α' zusammen, wie aus oben Erwähntem hervorgeht:

$$\alpha = \bar{\alpha} + \alpha'$$

Der Photoemissionskoeffizient ist abhängig von der gesamten kinetischen Energie der durch die einfallende Strahlung emittierten Photoelektronen erster Art und der durch innere Absorption ausgesandten Photoelektronen zweiter Art. Der Fluoreszenzkoeffizient ist proportional der Summe der Strahlenenergien der angeregten Fluoreszenzstrahlung $h\nu_K$, $h\nu_L \ldots$.

Der zweite Umwandlungsprozeß ist der „Comptoneffekt". Der „lichtelektrische Effekt" setzt die völlige Absorption eines Strahlungsquants $h\nu_o$ durch ein Atom voraus. Beim „Comptoneffekt" tritt eine Wechselwirkung der Strahlungsenergie mit einem Elektron ein, wobei ein Teil der Energie eines Strahlungsquants an ein freies Elektron, d. h. an ein nur durch geringe Kräfte an das Atom gebundenes Elektron abgegeben wird. Der Rest der Energie des Strah-

lenquants tritt als Wellenstrahlung, auch Streustrahlung, mit verminderter Frequenz ν und veränderter Fortpflanzungsrichtung auf. Die kinetische Energie der bei diesem Prozeß emittierten Elektronen ergibt sich aus der Energiegleichung:

$$h\nu_0 = h\nu + E_{kin}$$

Dabei ist $h\nu_0$ die Energie der Primärstrahlung und $h\nu$ die der Streustrahlung. Da das Elektron hierbei einen Rückstoß erleidet, nennt man die bei diesem Vorgang beschleunigten Elektronen Rückstoßelektronen. Diese Rückstoßelektronen sind von den Photoelektronen durch ihre geringere Energie zu unterscheiden. Da die Sätze der Erhaltung des Impulses und der Energie bei dem Streuvorgang Geltung haben, so ändert sich bei der Streuung nicht nur die Richtung, sondern auch die Frequenz ν_0 des Quants. Das Strahlungsquant bewegt sich in neuer Richtung mit der Frequenz $\nu < \nu_0$ weiter.

Der Streukoeffizient läßt sich nach dem Dargelegten aus dem Rückstoßkoeffizienten $\bar{\sigma}$ und dem Streustrahlungskoeffizienten σ' zusammensetzen:

$$\sigma = \bar{\sigma} + \sigma'$$

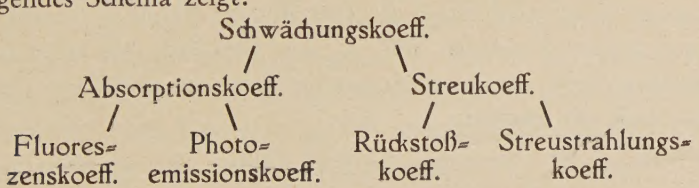
Wie schon erwähnt, setzt sich die Schwächung der Intensität der Röntgenstrahlung bei ihrem Wege durch die Materie aus dem „lichtelektrischen Effekt", also der Absorption, und dem „Comptoneffekt", der Streuung, additiv zusammen. Andererseits erfolgt die Intensitätsabnahme längs der Strahlrichtung gemäß der Differentialgleichung:

$$-dJ = J\mu \cdot dx$$

deren Lösung:

$$J = J_0 \cdot e^{-\mu x}$$

ist, wobei μ der Schwächungskoeffizient heißt. Der Schwächungskoeffizient μ ergibt sich aus der Summe der einzelnen Koeffizienten, wie folgendes Schema zeigt:



Praktisch werden noch die Koeffizienten auf die Masse bezogen, indem sie durch die Dichte ρ der schwächenden Materie dividiert werden: Massenschwächungskoeff. $\frac{\mu}{\rho}$

Die der primären Röntgenstrahlung entzogene gesamte kinetische Elektronenenergie bezeichnet man als „wahre Absorption“:

$$\overset{w}{\alpha} = \bar{\alpha} + \bar{\sigma}$$

Ebenso ist die „wahre Streuung“ die Summe der Fluoreszenzstrahlung und Streustrahlung:

$$\overset{w}{\sigma} = \alpha' + \sigma'$$

Mit Hilfe dieser Definition können wir auch den Schwächungskoeffizienten als die Summe der „wahren Absorption“ und der „wahren Streuung“ bezeichnen:

$$\mu = \overset{w}{\alpha} + \overset{w}{\sigma}$$

Die Methode, den Schwächungskoeffizienten μ bzw. den Massenschwächungskoeffizienten $\frac{\mu}{\rho}$ zu bestimmen, beruht auf der ionisierenden Wirkung der Photo- und Rückstoßelektronen. Auf ihrem Wege durch die Luft ionisieren die Elektronen die Gasmoleküle. Die Luftionisierung ist ein eindeutiges Maß für die Gesamtenergie der Photo- und Rückstoßelektronen und damit auch für die Röntgenstrahlung, da die Photo- und Rückstoßelektronen von der Intensität und Wellenlänge der Röntgenstrahlen abhängig sind. Die Messung der gebildeten Ionen geschieht durch eine Ionisationskammer. Die so ausgeführten Messungen beruhen also auf der Bestimmung der „wahren Absorption“ der Luft bzw. des Gases, das sich in der Ionisationskammer befindet. Die Messung des Schwächungskoeffizienten geht nun so vor sich, daß zuerst der Ionisationsstrom der Kammer gemessen wird, und dann der betreffenden Strahler, dessen Schwächung gemessen werden soll, in den Strahlengang gebracht wird. Wiederum wird der Ionisationsstrom gemessen und dann die Ergebnisse nach der Formel:

$$J = J_0 \cdot e^{-\mu x}$$

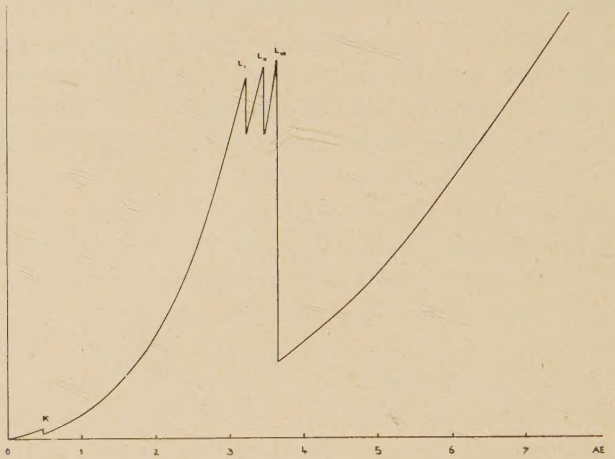
ausgewertet. Mit Hilfe dieser Methode versuchte man auch den Schwächungskoeffizienten in seine Komponenten zu zerlegen. Die Absorption steigt, wie noch dargelegt werden soll, mit wachsender Wellenlänge stark an. Die Schwächung beruht bei extrem langen Wellen in der Hauptsache auf der Absorption, da bei diesen langen Wellen der Anteil des Streukoeffizienten bei der Schwächung so gering ist, daß er vernachlässigt werden kann. Mißt man den Ionisationsstrom in extrem langem Wellengebiet, so erhält man den Absorptionskoeffizienten. Anders dagegen bei sehr kleinen Wellen. Hier beruht, da der Absorptionskoeffizient mit abnehmender Wellenlänge sich rasch vermindert, die Schwächung der Strahlung im wesentlichen auf der Streuung. Messungen in diesem Wellengebiet ergeben den Streukoeffizienten. *Im mittleren Wellengebiet läßt sich mittels der Ionisationskammer nur der Schwächungskoeffizient bestimmen, die Ermittlung seiner Komponenten dagegen ist durch diese Methode nicht möglich, da die Trennung der Photo- von den Rückstoßelektronen durch die Ionisationskammer nicht gelingt.*

Zu einer anderen Untersuchungsmethode, mit der man die Komponenten des Schwächungskoeffizienten bestimmen kann, gelangt man mittels der Wilsonschen Nebelkammer. Sie gestattet die unter Einfluß von Röntgenstrahlen aus festen Körpern emittierten Photo- und Rückstoßelektronen von einander zu trennen. Es muß also unter Ausnützung dieser Eigenschaften der Nebelkammer eine Bestimmung der Komponenten des Schwächungskoeffizienten möglich sein.

Absorption und Streuung.

Wie schon erwähnt, tritt beim Durchgang durch Materie eine Schwächung der Röntgenstrahlen ein. Diese Schwächung ist abhängig von der Substanz und der Wellenlänge. Messungen ergaben eine Abhängigkeit angenähert in der dritten Potenz der Wellenlänge und in der vierten Potenz der Atomnummer. Die Schwächungskurve zeigt jedoch keinen glatten Verlauf, sondern enthält sogenannte Absorptionsgrenzen. Die Kurve steigt mit abnehmender Frequenz der Strahlung stetig an bis zur K-Absorptionsgrenze. Hier sinkt sie

plötzlich auf 1/6 herab. Sie steigt nunmehr bis zur L-Absorptions-



Schwächungskurve von Ag.

grenze rasch an. Diese zerfällt in drei Teilabsorptionsgrenzen L_I, L_{II}, L_{III}. Bei Zunahme der Wellenlänge wiederholt sich derselbe Vorgang in ähnlicher Art. Das rasche Ansteigen der Schwächungskurve kurz vor der Absorptionsgrenze ist durch Zunahme der Absorption zu erklären, die um so größer wird, je näher die Frequenz an die Frequenz der Absorptionsgrenze herankommt. Da bei einer Frequenz $\nu > \nu_K$ sämtliche Energieniveaus angeregt werden, so besteht die Absorption aus der Summe der Teilabsorptionen: $\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \ldots$ Wird nun $\nu = \nu_K$, so hat die K-Absorption ihren höchsten Wert und damit erreicht die Schwächung bei der Frequenz $\nu = \nu_K$ ein Maximum. Dagegen bricht, wenn $\nu < \nu_K$ ist, die K-Absorption plötzlich ab, da jetzt die ankommende Energie nicht mehr genügt, um die K-Bindungsenergie zu überwinden und damit K-Elektronen aus den Atomen zu entfernen. Es wird unmittelbar an der Absorptionskante auf der langwelligeren Seite ein Minimum der Schwächung eintreten.

Als Absorptionssprung definiert man den Quotienten aus den Absorptionskoeffizienten zu beiden Seiten der Absorptionsgrenze.

Dieser Sprung nimmt nach Richtmyer [3]), Allen [4]) und Jönsson [5]) für die K-Absorptionsgrenze mit wachsender Ordnungszahl ab. Für Silber ist er ungefähr 7,3 d. h. die Absorption auf der kurzwelligeren Seite beträgt unmittelbar an der Absorptionskante das 7,3-fache der Absorption auf der langwelligeren Seite. Innerhalb der Absorptionsgrenzen wächst der Schwächungskoeffizient mit zunehmender Wellenlänge stetig.

Es sind nun eine große Zahl Arbeiten über Schwächungsmessungen erschienen, die trotz ihrer Fülle keine im ganzen Röntgenwellenbereich geltende formelhafte Darstellung geben konnten. Im wesentlichen dienen folgende Formeln als Darstellung der Schwächung:

$$\frac{\mu}{\rho} = C\, Z^a\, \lambda^b + c$$

$$\mu_a = C_a\, Z^{a_a}\, \lambda^b + c_a\,(Z)$$

wobei die erste Formel den Massenschwächungskoeffizienten, die zweite den atomaren Schwächungskoeffizienten wiedergibt. Für die einzelnen Exponenten hat man verschiedene Werte innerhalb weiter Grenzen gefunden, wie im folgenden Abschnitt mitgeteilt wird. Den ersten Teil hat man dem Absorptionskoeffizienten, den zweiten Teil der Formel dem Streukoeffizienten zugeschrieben.

Siegbahn [6]) und Kossel [7]) waren die ersten, die eine Schwächungsformel in Abhängigkeit mit der Wellenlänge und der Ordnungszahl brachten. Sie stützten sich dabei auf frühere Messungen von Moseley, der Schwächungsmessungen mit annähernd homogener Wellenstrahlung durchführte, und fanden dabei für den Exponent b die Werte je nach Element 2,5—2. Die ersten Untersuchungen mit homogenen Röntgenstrahlen führten Bragg und Peirce [8]) aus. Auf Grund ihrer langwelligen Strahlung konnten sie den Streukoeffizienten vernachlässigen und erhielten für a_a den Wert 4 und für b den Wert 2,5. Glockers [9]) Formeln sind auf Grund der älteren, mit nicht ganz homogenen Strahlen angestellten Absorptionsbeobachtungen Barklas und seiner Schüler aufgestellt. Nach seinen Formeln ist $a = 3{,}14$ und $b = 2{,}8$ für $\lambda > \lambda_K$ und $a = 2{,}58$ und $b = 2{,}8$ für $\lambda < \lambda_K$.

Richtmyer [3]) hat für a im Wellenbereich $\lambda < \lambda_K$ den Wert 4 und im Bereich $\lambda > \lambda_K$ den Wert 4,3 gefunden, dagegen war in beiden Wellenbereichen $b = 3$. Im Gegensatz zu diesen Autoren hat Allen [4]) nicht nur den Absorptionskoeffizienten, sondern auch den Streukoeffizienten als wellenlängenabhängig angenommen und für a und b denselben Wert, nämlich 2,92 erhalten. Auf der Richtmyerschen Formel basierend erhält Walter [10]) eine neue Formel für das Gebiet $\lambda = 0{,}1$ bis 1,0 AE, die sich vom Mittelwert der Beobachtungen im allgemeinen weniger als 5—7% unterscheidet. Sie lautet:

$$\frac{\alpha}{\rho} = 0{,}0160 \frac{N^{3,94}}{A} \cdot \lambda^3 \qquad \lambda < \lambda_K$$

$$\frac{\alpha}{\rho} = 0{,}00052 \frac{N^4}{A} \cdot \lambda^3 \qquad \lambda > \lambda_K$$

Theoretisch versuchte als erster J. J. Thomson [11]) eine Absorptionsformel abzuleiten, die er auf Grund der Stokes-Wiechertschen Vorstellung von der Struktur der Röntgenstrahlen berechnete. Seine Formel läßt sich mit Hilfe des Moseleyschen Gesetzes auf die Form:

$$\alpha_K = C \cdot Z^4 \cdot \lambda^3$$

bringen. Sie stimmt also gut mit den empirischen Gleichungen bezüglich der Abhängigkeit von λ und Z überein. Houston [12]) u. Bothe [13]) erweiterten die Thomsonsche Theorie. Jedoch konnten sie keine Begründung für das λ^3-Gesetz geben.

L. de Broglie [14]) und H. A. Kramers [15]) gelangten auf Grund des Bohrschen Korrespondenzprinzips ebenfalls zu einem Ausdruck von der Form:

$$\alpha = C \cdot Z^4 \cdot \lambda^3$$

Auch diese Formel zeigt gute Übereinstimmung mit den empirischen Absorptionsformeln, solange λ in dem Gebiet $\lambda < \lambda_K$ bleibt.

Ansätze einer quantenmechanischen Behandlung der Röntgenstrahlenabsorption finden sich bei Wentzel [16]), Oppenheimer [17]) und Nishina [18]). Nach Wentzel ist durch die Gesamtenergie der Photoelektronen der Absorptionskoeffizient bestimmt. Für den atomaren Absorptionskoeffizienten findet er bei harten Röntgenstrahlen das

Gesetz.

$$\frac{\alpha}{\rho}_{\text{Atom.}} = C_1 \cdot Z^5 \cdot \lambda^{7/2} + C_2 \cdot Z^4 \cdot \lambda^3 + C_3 \cdot Z^3 \cdot \lambda^{5/2}$$

Noch eine kompliziertere Formel erhält Nishina.

Wie aus den Formeln hervorgeht, wird mit wachsender Frequenz der Röntgenstrahlung der Absorptionskoeffizient immer kleiner, und so ist denn bei kleiner Wellenlänge nur mehr der Streukoeffizient maßgebend. Fricke und Glasser [19]) stellten fest, daß bei gefilterter 200-KV-Strahlung der Anteil des Absorptionskoeffizienten nur 10% beträgt.

J. J. Thomson [11]) begründete die klassische Theorie der Streuung auf Grund der Elektronentheorie. Er stützt sich dabei auf die Untersuchungen Barklas. Sie erklärt die Streuung auf folgende Weise: Die Röntgenstrahlen bringen die Elektronen der getroffenen Substanz zum Mitschwingen, diese bilden dann die Zentren, von denen sich die Kugelwellen ausbreiten, welche die Streustrahlen darstellen. Auf Grund dieser Anschauung gelangt Thomson zu der Formel:

$$\frac{\sigma}{\rho} = 0{,}4 \cdot \frac{Z}{A}$$

Für die Elemente mit den Ordnungszahlen 2—16 ist Z ungefähr gleich A/2. Es wird dann für diese Elemente:

$$\frac{\sigma}{\rho} \simeq 0{,}2$$

Nach dieser klassischen Theorie ist die Wellenlänge der gestreuten Strahlung gleich der Primärwellenlänge, was im Widerspruch mit den experimentellen Ergebnissen steht.

Die Quantentheorie gibt für diesen Vorgang durch den Comptoneffekt die gesuchte Erklärung. Danach tritt ein mechanischer Stoßvorgang zwischen Quant und Elektron ein, auf den man den Impuls-Energie-Satz anwenden kann. Nach Compton [20]) u. Debye [21]) ist die Vergrößerung der Wellenlänge der Streustrahlung von der Richtung des Streustrahls abhängig und zwar wächst die Wellen-

länge mit dem Winkel, den der gestreute Strahl mit dem Primärstrahl bildet. Die Streustrahlung hat nicht nach allen Seiten die gleiche Intensität, sondern sie ist am schwächsten senkrecht zur einfallenden Strahlung, am größten aber in der Primärstrahlrichtung. Der Betrag der gestreuten Strahlung ist annähernd der Zahl der Elektronen im Atom proportional, d. h. also der Streukoeffizient wächst etwa mit der Ordnungszahl der Elemente.

Zusammenfassend läßt sich über den Streukoeffizient sagen, daß er für die ersten 16 Elemente außer Wasserstoff ungefähr den klassischen Wert 0,2 hat und im allgemeinen konstant ist. Die neueren Messungen von Barkla und Rhoda R. C. Sale [22]) ergaben für Al eine Abnahme des Streukoeffizienten und zwar für den Wellenbereich 0,3—0,5 AE eine Verminderung um 18% mit abnehmender Wellenlänge. Für die schweren Elemente besitzt der Streukoeffizient bei Wellenlänge um 0,5 AE ungefähr den klassischen Wert und nimmt mit wachsender Wellenlänge zu. Übereinstimmend für alle Elemente gilt, daß der Streukoeffizient bei kleinen Wellen mit abnehmender Wellenlänge immer kleiner wird und wahrscheinlich erst bei $\lambda = 0$ den Wert 0 annehmen wird.

Die Bestimmungen des Absorptionskoeffizienten und des Streukoeffizienten wurden mit der Ionisationskammer bzw. mit dem Zählrohr durchgeführt. Diese Methoden haben den Nachteil, daß, wie eingangs erwähnt, nur in extremen Wellengebieten Untersuchungen angestellt werden können. Anders ist dies bei der Wilsonschen Nebelmethode, die im mittleren Wellengebiet eine Trennung der Photoelektronen von den Rückstoßelektronen und damit des Absorptionskoeffizienten von dem Streukoeffizienten gestattet.

Man kann nun durch Auszählen der Photoelektronenbahnen auf beiden Seiten des Absorbers den Absorptionskoeffizienten bestimmen, wie noch später ausgeführt wird.

Auf Anregung von Herrn Prof. Dr. L. Grebe, Bonn, wurde in vorliegender Arbeit der Absorptionskoeffizient von Silber experimentell bestimmt. Die Gründe, derentwegen gerade Ag für die Un-

tersuchung benutzt wurde, werden an geeigneter Stelle auseinandergesetzt werden.

Apparatur.

Die Untersuchungen wurden mit einer Wilsonschen Nebelkammer, Modell Philipp und Dörffel, ausgeführt. Ihr Aufbau bestand in der bekannten Art der Unterdruckkammern: Ein Kolben wurde in einem Zylinder durch Federzug dreier Federn mit je 50 kg Zugkaft bewegt. Auf dem Zylinder befand sich ein Glasring, der eine mit Picein aufgekittete Spiegelglasscheibe trug. Den Kolben bedeckte eine Gelatineschicht, die den nötigen Wasserdampf lieferte. Zur Anlegung eines elektrischen Feldes in der Kammer, das unerwünschte Ionen entfernte und vor Eintritt der Röntgenstrahlen in die Kammer kurzgeschlossen wurde, diente eine Gelatineschicht, die die Hälfte der Innenseite des Deckels einnahm. Um eine Verzerrung der Bilder durch die Gelatineschicht beim Photographieren zu verhindern, wurde nur die Hälfte der Spiegelglasscheibe mit Gelatine überzogen. Zur Untersuchung der völligen Dichtigkeit, die sehr wesentlich ist, wurde der gesamte obere Teil der Kammer unter Wasser mit einem Unterdruck von 400 mm Hg gegenüber dem äußeren Luftdruck auf Durchlässigkeit geprüft. Die in der Kammer befindliche Luft wurde durch Filtrierung gereinigt, wodurch eine Verseuchung der Kammer durch unerwünschte Kondensationskerne vermieden wurde. Die auf dem oben erwähnten Glasring befindlichen drei Schliffe wurden dadurch abgedichtet, daß der Anfangsdruck in der Kammer stets 40 mm Hg unter dem äußeren Luftdruck lag.

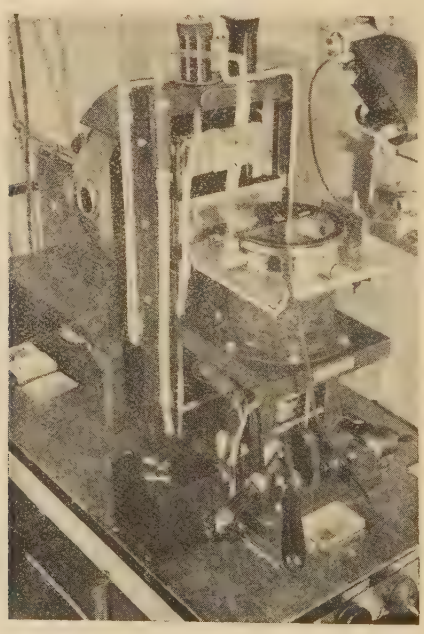
Röntgenapparatur.

Die von einer Wolframröhre erzeugten Röntgenstrahlen wurden durch Kupferfolien gefiltert. Durch zwei Bleiblenden wurde ein Strahlenbündel von 1 qmm Querschnitt ausgeblendet. Der verwendete primäre Wechselstrom war 50 periodisch. Um eine gleichmäßige Belichtung der Aufnahmen zu erreichen, mußte die Belichtungszeit

der Kammer zweckmäßigerweise möglichst genau 1/50 Sekunde betragen. Dies wurde durch eine fallende Bleiplatte erreicht, die einen rechteckigen variablen Ausschnitt hatte. Bei Ausgangs- und Endstellung des Kolbens wurde die Strahlung durch diese 12 mm dicke Bleiplatte von der Kammer ferngehalten. Die Strahlen gelangten durch ein Celluloidfenster in die Kammer. Somit wurde eine Streuung innerhalb der Kammer bei Strahleneintritt weitgehendst unterdrückt.

Elektronenstrahler.

In der Mitte der Kammer trafen die Röntgenstrahlen auf den Elektronenstrahler, aus dem die Elektronen ausgelöst wurden. Diese Elektronen ionisieren auf ihrem Wege durch die Kammerluft Gasmoleküle, die dann die Kondensationskerne für den Wasserdampf



Wilsonsche Nebelkammer

bilden. In unmittelbarer Nähe des Strahlers bildeten sich keine Bahnen. Der Grund hierfür ist teils das Fehlen einer genügenden Abkühlung der Luft bei der Expansion, teils auch die Wirbelbildung um den Strahler. Die Metallfolie wurde von einer Präparatzange gehalten, die in einem Schliff des Glasringes saß. Die Strahler konnten leicht ausgewechselt werden, ohne daß die Kammer auseinander genommen werden mußte, da die Größe der Strahler so bemessen war, daß sie durch den Schliff hindurch geführt werden konnten. Somit fiel auch eine Verunreinigung der Kammer mit Staubteilchen fort. Als Strahler dienten Feinsilberblättchen in einer Größe von 8×10 mm und Dicken von 5,2; 46; 70; 110; 128; 147; 204; 302; 415 μ.

Photographie der Bahnen.

Zur Beleuchtung der Bahnen diente eine 30 Amp. Bogenlampe. Durch zwei Leica-Kameras wurden die Bahnen stereoskopisch aufgenommen. Um eine möglichst große Helligkeit zu erzielen, wurden

50 KV, Filter: 0,77 mm Cu, 5,2 μ Ag.

die Leicas in stumpfem Winkel gegenüber der Beleuchtungsquelle angeordnet. Die Belichtung der Elektronenbahnen besorgte ein gleitender Metallschlitz, der von einem Elektronenmagneten gehalten und im günstigen Zeitpunkt durch Kurzschluß des Magnetstromes ausgelöst wurde. Die Belichtungsdauer betrug 1/15 Sekunde. Das Aufnahmematerial war Kodak-Super-Sensitiv-Film, der eine genügende Empfindlichkeit aufwies.

Die Benutzung der Leica für Stereoaufnahmen bei Nebelbahnen erfolgte erstmalig bei Eichmann [2]).

Röntgenstrahlung.

Leider mußte aus Intensitätsgründen, wie F. Eichmann [2]) nachwies, auf homogene Strahlung verzichtet werden. Demgemäß wurde für die Versuche durch starke Filterung weitgehend homogenisierte Strahlung benutzt. Die Tabelle 1 zeigt die Filterung und die Effektivwerte der Röhrenspannung.

Tabelle 1.

KV_{max}	Filter	KV_{eff}
50	0,77 mm Cu	39
60	0,84 „ „	47
70	1,11 „ „	54
80	1,69 „ „	62
90	2,54 „ „	69
100	3,56 „ „	77

Filterung und effektive Spannung.

Eine höhere Steigerung der Spannung war nicht vorteilhaft, da die vagabundierende Streustrahlung bei Röhrenspannungen über 100 KV schon so stark ist, daß sie die Meßergebnisse beeinträchtigt.

Die Silber-K-Anregungsspannung beträgt 25,5 KV. Bei einer Spannung von 50 KV ist die maximale Energie für die Silber-K-Photoelektronen somit $50 - 25{,}5 = 24{,}5$ KV. Die Reichweite der Elektronen läßt sich nach der Wilsonschen Formel:

$$\sqrt{R} = \frac{V}{21\,000}$$

berechnen, wobei R die Reichweite in cm und V die Spannung ist, die dem Elektron nach Abzug der Loslösungsarbeit seine kinetische Energie vermittelt. Für die Silber-K-Elektronen ist demnach die Reichweite in Luft bei 50 KV 1,36 cm, wenn sie an der Oberfläche des Strahlers ausgelöst werden. Da aber die Elektronen bei ihrem Weg durch die Luft mit den einzelnen Molekülen zusammenstoßen, verläuft die Elektronenbahn nicht geradlinig. Nach Thomescheid [23]) beträgt der Umwegfaktor für Luft ungefähr 1,8, d. i. der Faktor, mit dem man die direkte Reichweite einer Bahn multiplizieren muß, um zur wahren Länge der Bahn zu gelangen. In unserem Falle wäre also die sichtbare Bahnlänge 0,75 cm. Wegen des schon erwähnten bahnlosen Gebietes, das im Abstand von ungefähr 5 bis 10 mm den Strahler umgibt, sind auf den Aufnahmen bei 50 KV nur wenige K-Elektronenbahnen vorhanden. Dabei ist zu beachten, daß die Berechnungen nur für Elektronen gelten, die an der Oberfläche des Strahlers ausgelöst werden und die maximale Energie besitzen. Die Berechnungen für die Elektronen, die im Innern des Strahlers ausgelöst werden, sind weiter unten angeführt. Im Gegensatz zu den K-Elektronen ist die Reichweite der L-Elektronen bedeutend größer, da die L-Anregungsspannung nur 3,8 KV beträgt und so für die kinetische Energie bei 50 KV 46,2 KV bleibt. Auf unseren Aufnahmen bei 50 KV werden wir hauptsächlich Bahnen von L-Elektronen erhalten und nur einen geringen Anteil von K-Elektronen. Bei 60 KV und höheren Spannungen verändert sich das Verhältnis für die K-Elektronen wesentlich. Da bei höheren

Spannungen der größte Teil der absorbierten Energie für die Aussendung von K-Elektronen und nur ein geringer Teil gemäß ihrer Anregungsenergie für die Emission der L-, M-, ... -Elektronen benötigt wird, so treten bei höheren Strahlenenergien die L-, M-, ... -Elektronen immer mehr zurück. Die Energie der K-Elektronen wird bei steigender Spannung immer größer und dadurch können auch mehr K-Elektronen aus dem Unschärfengebiet um den Strahler austreten. Auf den Aufnahmen mit größeren Röhrenspannungen sind hauptsächlich Bahnen von K- und L-Elektronen zu sehen, dagegen sind wohl M-, ...-Elektronenbahnen nicht mehr vorhanden.

In dem bisher Gesagten über Elektronenemissionen wurde eine Auslösung der Elektronen an der Oberfläche des Strahlers vorausgesetzt. Die Elektronen, die im Innern des Absorbers ausgelöst werden, erleiden natürlich eine Schwächung ihrer kinetischen Energie, sie werden daher kürzere Bahnen besitzen. Als „wirksame Schicht" ist nach Eichmann [2]) diejenige Dicke der Substanz zu verstehen, aus der die ausgelösten Elektronen bei unseren Versuchsbedingungen noch nicht sichtbar sind. Aus der Tabelle 2 sind die für die jeweilige Spannung errechneten „wirksamen Schichten" ersichtlich.

Tabelle 2.

KV	50	60	70	80	90	100
μ Ag	0,8	1,6	2,6	3,7	4,8	6,1

Wirksame Schichten.

Man findet die „wirksame Schicht", indem man für die kinetische Energie der Elektronen die zugehörige Grenzdicke der betreffenden Substanz berechnet. Unter Grenzdicke versteht man ganz allgemein die Dicke, aus der sämtlich ausgelöste Elektronen den Absorber verlassen. So stellt Schenck [24]) durch Variation der Strahlerdicke

die Grenzdicke der Photoelektronen für Ag bei 100 KV mit 9 μ fest, die jedoch bei den vorliegenden Versuchen wegen des Unschärfengebietes kleiner angenommen werden muß (um etwa 0,6 μ).

Tabelle 2 stellt also die maximalen Auslösungstiefen der Photoelektronen aus dem Metall dar. Für ein L-Elektron, daß durch ein 100-KV-Quant ausgelöst wurde, ist die kinetische Energie 100 — 3,8 = 96,2 KV · ε. Dieser Voltgeschwindigkeit entspricht eine Grenzdichte von 6,2 μ Ag, von der noch 0,6 μ Ag wegen des Unschärfengebietes abzuziehen ist. Demnach stammen also bei 100 KV die L-Elektronen, die die maximale Voltgeschwindigkeit 96,2 KV besitzen, höchstens aus einer Dicke von 5,6 μ Ag. Bei K-Elektronen ist diese Auslösungstiefe entsprechend ihrer größeren Bindungsenergie (25,5 KV) kleiner, nämlich 3,5 μ Ag.

Asymmetrie.

Ist eine durchstrahlte Folie so *dünn*, daß eine merkliche Schwächung der Strahlung nicht mehr auftritt, so müßte eigentlich die ausgelöste Elektronenstrahlung auf der Eintrittsseite wie auch auf der Austrittsseite die gleiche sein. Jedoch beobachtete Cooksey [25]), daß an einer mit Röntgenstrahlen bestrahlten dünnen Metallfolie auf der Austrittsseite eine intensivere Elektronenstrahlung als an der Eintrittsseite auftrat. Diese Tatsache wurde von Beatty [26]), Philpot [27]), Bragg und Porter [28]) näher untersucht. Nach der Plattenkondensatormethode bestimmten diese Beobachter das Verhältnis der Elektronenemissionen auf der Austritts- zu der auf der Eintrittsseite der Röntgenstrahlung, wie weiter unten noch ausgeführt wird. Dieses Verhältnis bezeichnet man als „Asymmetrie". Die Meßresultate dieser Autoren geben kein einheitliches Bild. Die Frage nach der Abhängigkeit der Asymmetrie von der Wellenlänge und von der Atomnummer blieb offen. Wurde eine Abhängigkeit angegeben, so stieg die Asymmetrie mit wachsender Strahlungshärte und abnehmender Ordnungszahl. W. Seitz [29]) führte Messungen im Hochvakuum durch und bestätigte die Asymmetrieresultate dieser Autoren.

Die statistischen Untersuchungen ergaben eine Vorwärtskomponente der Elektronenemissionen, die Sommerfeld [30]) dadurch erklärte, daß für die Auslösung der Elektronen nicht nur die kinetische Energie, sondern auch der Impuls der Quanten maßgebend ist. Theoretische Ansätze der Asymmetrie wurden zuerst von Richardson [31]) aufgestellt. Er gelangte zu der Formel:

$$A = \frac{\frac{\pi}{2} + \arcsin \frac{\lambda_s - \Lambda}{\lambda \sqrt{2\frac{\lambda_s}{\Lambda} - 1}}}{\frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{\lambda_s - \Lambda}{\lambda \sqrt{2\frac{\lambda_s}{\Lambda} - 1}}}$$

wobei λ die primäre Wellenlänge, λ_s die der Energie der Absorptionskante entsprechende Wellenlänge und Λ die universelle Wellenlänge 0,0242 AE ist. Die Formel stimmt mit allen Erfahrungstatsachen qualitativ überein. Nach ihr muß sich die L-Asymmetrie stärker asymmetrisch erweisen als die K-Asymmetrie.

Bei den experimentellen Untersuchungen der Asymmetrie der Photoelektronen muß darauf geachtet werden, daß die energieärmeren Rückstoßelektronen nicht mitgemessen werden. Da die Asymmetrie der Rückstoßelektronen geringer ist als die der Photoelektronen, so wurden bei Messungen mittels der Plattenkondensatormethode dünne Schellack- oder Tuscheüberzüge über den Absorber verwandt, um die Rückstoßelektronen zu absorbieren. Es stieg dabei die Asymmetrie der Photoelektronen an Ag-Folien bei einer Spannung von 90 KV von 1,35 auf 1,79. Bei einer wesentlichen Steigerung der Dicke des Strahlers verminderte sich die Asymmetrie immer mehr und mehr.

Meßergebnisse.

Die vorliegende Arbeit bestand nun darin, daß eine genügende Anzahl von Photographien der Elektronenbahnen ausgewertet

wurde. Bei der Auswertung der Aufnahmen war noch folgendes zu beachten. Die Zahl der Photoelektronen erster Art ist gleich der Zahl der durch den Absorptionsprozeß aus dem Strahlengang ausgeschiedenen Quanten und ihre Energie ist proportional der Energie der absorbierenden Quanten. Da aber die Photoelektronen erster Art zusammen mit den Photoelektronen zweiter Art auftreten, so muß man, um die Zahl der Photoelektronen erster Art zu bestimmen, von der Zahl der Photoelektronen die Zahl der Photoelektronen zweiter Art abziehen. Bei leichtatomigen Stoffen ist die Photoemission zweiter Art relativ groß. Dagegen wird sie bei schweratomigen Elementen mit wachsender Ordnungszahl immer geringer. Der Anteil der Photoemission zweiter Art ist aus den Arbeiten von A. H. Compton [19]), P. Auger [30]) und M. Haas [31]) bekannt. Die Zahl der Photoelektronen erster Art ist proportional dem Absorptionskoeffizienten.

Für die in dieser Arbeit ausgeführten Versuche wurde Silber deswegen verwandt, weil die Silberphotoemission zweiter Art schon ziemlich gering ist; nur 13% der im K-Niveau angeregten Silberatome gehen unter Aussendung von Photoelektronen zweiter Art in den neutralen Zustand wieder zurück. Ferner ist die Energie ebenfalls gering. Die Silberphotoelektronen zweiter Art haben nur eine direkte Reichweite von weniger als 1 cm. Infolgedessen treten sie wegen des Unschärfengebietes nicht in Erscheinung. Sie können also bei der Auswertung vernachlässigt werden.

Für die Absorption der Röntgenstrahlen bei ihrem Durchgang durch Materie gilt die Differentialgleichung $dJ = -J\,\alpha\,d$, deren Auflösung $J = J_0 e^{-\alpha d}$ ist. Aus den Aufnahmen kann man die Gesamtzahl der Photoelektronen nicht entnehmen, da die durch die Metallfolie absorbierten Elektronen unsichtbar sind. Infolgedessen ist also die Zahl der auf den Aufnahmen sichtbaren Photoelektronen der wirklichen Anzahl der absorbierten Quanten nur proportional zu setzen.

Nehmen wir an, die Röntgenstrahlung wäre durch Absorption auf die Hälfte ihrer Intensität geschwächt worden, so lautet nun die

Auflösung der Differentialgleichung: $J_0/2 = J_0 e^{-\alpha d}$ oder $\alpha = \ln 2/d$, wobei nun unter d die Halbwertschicht zu verstehen ist, die die Röntgenstrahlen durch Absorption auf die Hälfte geschwächt hat. Umgekehrt läßt sich der Absorptionskoeffizient mittels der Halbwertschicht nach obiger Gleichung errechnen.

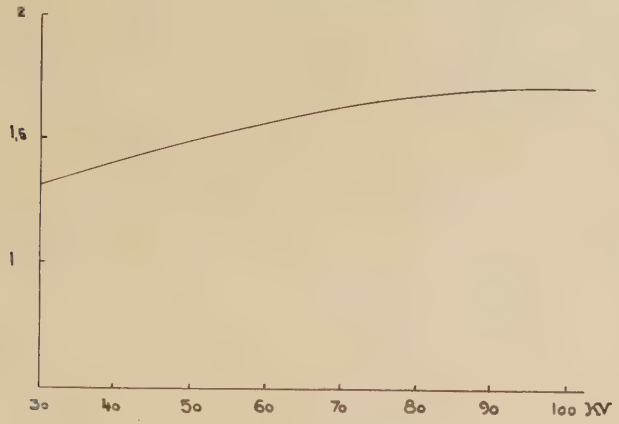
Auf Veranlassung von Herrn Prof. Dr. L. Grebe wurde im hiesigen Institut eine Arbeit über Asymmetrie der Photoelektronen angefertigt, in der nachgewiesen wurde, daß die Asymmetrie innerhalb eines bestimmten Wellengebietes als konstant angesehen werden kann. Bezeichnen wir die Elektronenstrahlung auf der Eintrittsseite eines Elektronenstrahlers mit a und auf der Austrittsseite mit b, so ist bei dünnen Schichten die Asymmetrie $A = \frac{b}{a}$. Die Zahl der absorbierten Quanten ist nun von der Dicke der Schicht abhängig. Nehmen wir an, daß die Hälfte der Quanten der Strahlung absorbiert werden, dann sinkt die Elektronenstrahlung auf der Austrittsseite auf die Hälfte, auf b/2. Es ist also, wenn mit A' das Verhältnis der Elektronenstrahlung auf der Austrittsseite zu der auf der Eintrittsseite bei dicken Strahlern bezeichnet wird, $A' = A/2$ oder $A'/A = 1/2$, wobei die Dicke des Strahlers, die zu diesem Wert gehört, die Halbwertschicht ist.

Bestimmung der Asymmetrie bei Ag.

Die Wilsonsche Nebelkammer gestattet unter bestimmten Voraussetzungen eine Trennung der Photoelektronen von den Rückstoßelektronen und der Luftelektronen von den Metallelektronen. Die Trennung der Metallphotoelektronen von den Metallrückstoßelektronen gelingt nur bei sehr dünnen Schichten und über 120 KV Röhrenspannung, bei dickeren Schichten tritt eine Abbremsung der Elektronen ein, so daß die Rückstoßelektronen infolge Verkürzung der Reichweite von den langsamen L-Photoelektronen nicht zu unterscheiden sind. Bei kleineren Röhrenspannungen ist die Energie der Rückstoßelektronen zu gering, um das Unschärfengebiet zu verlassen, sie sind deshalb auf den Aufnahmen nicht zu sehen. Infolge-

dessen braucht man die Rückstoßelektronen bei der Bestimmung der Asymmetrie der Photoelektronen mit Hilfe der Wilsonschen Nebelkammer nicht zu berücksichtigen.

Kurve I.



Asymmetriekurve.

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Silber war die Kenntnis der Asymmetrie von dessen Photoelektronen erforderlich. Es wurde zunächst mit der Wilsonkammer die Asymmetrie der Photoelektronen für Silber mittels eines dünnen Strahlers bestimmt. Dabei war zu beachten, daß die Dicke des Strahlers unter der wirksamen Schichtdicke lag, damit auch sämtliche ausgelösten Photoelektronen an der Bestimmung der Asymmetrie beteiligt waren. Eine Silberfolie von 5,2 μ Dicke diente zu diesen Messungen, deren Ergebnis die Kurve I zeigt. Mit einer weiteren Zunahme der Asymmetrie der Photoelektronen über 100 KV ist nicht mehr zu rechnen, da die wirksame Schichtdicke schon überschritten ist. Bei den Berechnungen wurde der für 100 KV gefundene Wert $A = 1{,}71$ für die Asymmetrie des Silbers benutzt.

Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Ag.

Im folgenden wurde dann das Verhältnis A' der Photoelektronen für die einzelnen Strahlerdicken bei den benutzten Spannungen

bestimmt. Aus den Aufnahmen wurden die Bahnen der Elektronen auf der Eintritts- sowie auf der Austrittsseite der Röntgenstrahlen gezählt. Das Verhältnis der Elektronenbahnen auf der Austrittsseite zu denen auf der Eintrittsseite ergab dann den Wert A'. Die Tabelle 3 zeigt als Beispiele drei Meßreihen dieser Zählung. Im ganzen wurden über 600 Wilsonaufnahmen auf diese Weise ausgezählt. Eine Fehlerrechnung für die Tabelle 3 ist die Tabelle 4 aufgestellt. Sie wurde nach der Gaußschen Fehlerformel durchgeführt:

$$m = \pm \sqrt{\frac{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 + \ldots + \varepsilon_n^2}{n - 1}}$$

$$M = \pm \frac{m}{\sqrt{n}}$$

Tabelle 3.

Bild Nr.	46 μ Ag, 50 KV ES	AS	110 μ Ag, 80 KV ES	AS	147 μ Ag, 100 KV ES	AS
1.	10	8	10	11	9	10
2.	14	10	12	11	8	9
3.	12	9	11	11	8	10
4.	10	8	14	14	8	9
5.	10	7	12	11	8	10
6.	11	10	11	11	9	10
7.	9	8	11	10	8	10
8.	10	9	11	12	7	9
9.	12	9	10	10	8	10
10.	12	10	11	10	7	9
11.	10	8	12	13	8	9
12.	10	9	12	11	8	10
13.	9	8	10	10	8	10
14.	11	9	12	12	8	9
15.	10	8	11	10	8	9
Su.	160	130	170	167	120	143
	$A' = 0{,}81$ $A'/A = 0{,}48$		$A' = 0{,}98$ $A'/A = 0{,}57$		$A' = 1{,}19$ $A'/A = 0{,}69$	

ES = Zahl der Bahnen auf der Eintrittsseite. AS = Zahl der Bahnen auf der Austrittsseite. $A' = \frac{AS}{ES}$. A = Asymmetrie.

Tabelle 4.

Bild Nr.	46 µ Ag, 50 KV A″	ε	ε²	110 µ Ag, 80 KV A″	ε	ε²	147 µ Ag, 100 KV A″	ε	ε²
1.	0,8	−0,01	0,001	1,1	+0,12	0,0144	1,11	−0,08	0,0064
2.	0,71	−0,1	0,01	0,92	−0,06	0,0036	1,13	−0,06	0,0036
3.	0,75	−0,06	0,0036	1,0	+0,02	0,0004	1,25	+0,06	0,0036
4.	0,8	−0,01	0,0001	1,0	+0,02	0,0004	1,13	−0,06	0,0036
5.	0,7	−0,11	0,0121	0,92	−0,06	0,0036	1,25	+0,06	0,0036
6.	0,91	+0,1	0,01	1,0	+0,02	0,0004	1,11	−0,08	0,0064
7.	0,89	+0,08	0,0064	0,91	−0,07	0,0049	1,25	+0,06	0,0036
8.	0,9	+0,09	0,0081	1,09	+0,11	0,0121	1,29	+0,1	0,01
9.	0,75	−0,06	0,0036	1,0	+0,02	0,0004	1,29	+0,1	0,01
10.	0,83	+0,02	0,0004	0,91	−0,07	0,0049	1,25	+0,06	0,0036
11.	0,8	−0,01	0,0001	0,93	−0,05	0,0025	1,13	−0,06	0,0036
12.	0,9	+0,09	0,0081	0,92	−0,06	0,0036	1,25	+0,06	0,0036
13.	0,89	+0,08	0,0064	1,0	+0,02	0,0004	1,25	+0,06	0,0036
14.	0,82	+0,01	0,0001	1,0	+0,02	0,0004	1,13	−0,06	0,0036
15.	0,8	−0,01	0,0001	0,91	−0,07	0,0049	1,13	−0,06	0,0036
Su.			0,0692			0,0569			0,0594
m			7,02 %			6,37 %			6,51 %
M			1,8 %			1,64 %			1,68 %

Fehlerrechnung der Meßergebnisse.

Dabei ist m der mittlere Fehler für die Einzelwerte A". A' ist der Mittelwert von A". $A'' - A' = \varepsilon$, das Ergebnis der jeweiligen Differenz des Einzelwertes mit dem Mittelwert. M ist der mittlere Fehler für den Mittelwert A'. Die Werte des Verhältnisses A' zeigt die Tabelle 5. Für jeden Wert wurden, um den mittleren Fehler möglichst herunterzudrücken, 10—15 Aufnahmen ausgewertet.

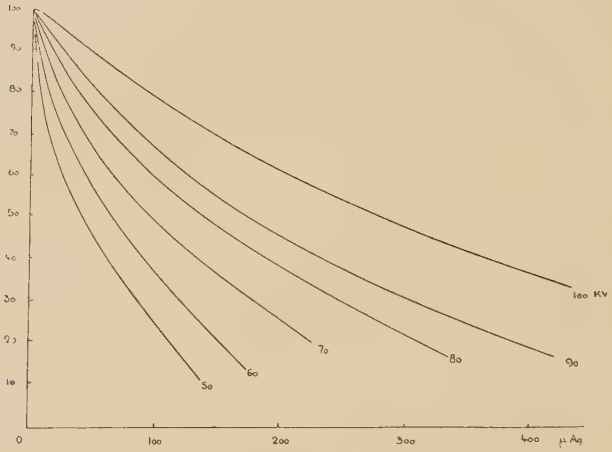
Tabelle 5.

Strahler in μ Ag.	Röhrenspannung in KV 50	60	70	80	90	100
46	0,81	1,01	1,16	1,28	1,44	1,55
70	0,62	0,80	1,02	1,16	1,27	1,45
90	0,49	0,68	0,88	1,05	1,17	1,39
110	0,37	0,54	0,78	0,98	1,05	1,31
128	0,24	0,45	0,74	0,89	0,99	1,25
147	—	0,37	0,62	0,83	0,94	1,19
204	—	—	0,42	0,66	0,76	1,02
302	—	—	—	0,37	0,52	0,81
415	—	—	—	—	0,29	0,60

Werte des Verhältnisses $A' = \frac{AS}{ES}$.

Um den Absorptionskoeffizienten zu finden, muß man die Werte A' und A nach Seite 22 dividieren. Man erhält damit die Zahl der Photoelektronen auf der Austritts- und Eintrittsseite unter Berücksichtigung der Asymmetrie. Die Auswertung des Verhältnisses A'/A geben die Kurven, die in Kurve II dargestellt sind, wieder. Diese Kurven bedeuten, daß die Intensität der Röntgenstrahlung durch die Absorption mit wachsender Dicke abnimmt.

Kurve II.



Intensitätskurven.

Aus diesen wurde dann die Halbwertschicht für die betreffende Spannung entnommen. Bei der Ordinate 50 ist die jeweilige Röntgenstrahlung auf die Hälfte ihrer Intensität gesunken. Die zugehörige Abszisse für den Schnittpunkt der Kurve mit der Ordinate 50 ist die Halbwertschicht für die betreffende Röntgenstrahlung, die durch Absorption auf die Hälfte ihrer Intensität vermindert wurde. Tabelle 4 zeigt die Zusammenstellung der Halbwertschichten (in μ Ag).

Mit Hilfe dieser Halbwertschichten können wir nun, wie wir gesehen haben, den Absorptionskoeffizienten für die betreffende Spannung nach der Formel $\alpha = \ln 2/d$ bestimmen.

Tabelle 6.

KV	50	60	70	80	90	100
HWS	40,5	61,5	95,0	141	172	280

Halbwertschichten.

Dieser Absorptionskoeffizient wurde noch durch die Dichte dividiert und wir erhielten den Massenabsorptionskoeffizienten $\frac{\alpha}{\rho}_{EXP}$ (ausgezogene Kurve). Zum Vergleich dienten die nach der Walterschen Formel berechneten Werte $\frac{\alpha}{\rho}_{ERR}$ (gestrichelte Kurve). Die Werte der beiden Massenabsorptionskoeffizienten sind in der Tabelle 7 angeführt.

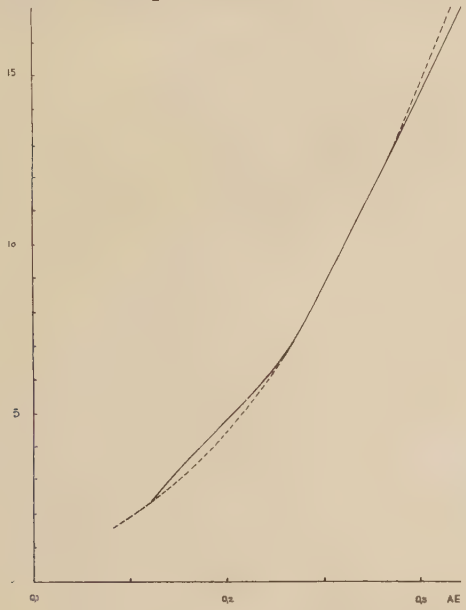
Tabelle 7.

λ	0,160	0,179	0,199	0,229	0,263	0,309
$\frac{\alpha}{\rho}_{ERR}$	2,22	3,0	4,2	6,89	10,69	16,94
$\frac{\alpha}{\rho}_{EXP}$	2,34	3,82	4,65	6,91	10,64	16,24

Absorptionskoeffizient $\frac{\alpha}{\rho}$

Kurve III gibt ein Bild sowohl des experimentellen als auch des berechneten Absorptionskoeffizienten wieder.

Kurve III.



Absorptions-
koeffizient.

Diskussion der Meßergebnisse.

Die Kurve I stellt die Asymmetrie der Photoelektronen I. Art von einer 5,2 μ dicken Silberfolie dar. Mit zunehmender Spannung nähert sie sich einer Geraden, was mit den Ergebnissen von Eichmann [2]) in Einklang steht. Eichmann untersuchte die Asymmetrie der Photoelektronen bei Gold und Platin und erhielt für dieselbe einen konstanten Wert. Mit kleineren Spannungen wird in Kurve I die Asymmetrie der Silberphotoelektronen immer kleiner. Dies hat wahrscheinlich seinen Grund in der Absorption der Röntgenstrahlen. Bei 50 KV beträgt die wirksame Schicht für Silber nach Tabelle 2 ungefähr 0,8 μ. Die verwandte Silberfolie hatte aber eine Dicke von 5,2 μ. Es wird bei 50 KV schon eine merkliche Schwächung der Röntgenstrahlung durch die Dicke des Strahlers eintreten. Infolgedessen sinkt der Wert der Asymmetrie unter den Wert der wahren Asymmetrie. Leider gestattet die Wilsonkammer eine weitere Abnahme des Strahlers unter 4 μ nicht, da wegen der auftretenden Luftbewegung bei der Expansion eine gewisse Mindestdicke des Strahlers vorausgesetzt wird. So konnte denn auch die Asymmetrie der Silberphotoelektronen bei den jeweiligen Spannungen innerhalb der wirksamen Schicht nicht bestimmt werden. Mit zunehmender Spannung wird die Schwächung der Intensität der Röntgenstrahlen immer geringer und der experimentelle Wert der Asymmetrie nähert sich ihrem wahrscheinlichen Wert immer mehr. Bei 100 KV ist die wirksame Schicht schon wesentlich größer als die verwandte Silberfolie, es wird daher der Schwächung der Röntgenstrahlen keine große Bedeutung mehr zukommen. Eine weitere Steigerung der Spannung über 100 KV hätte das Meßergebnis durch die nun auftretenden Rückstoßelektronen beeinträchtigt, da die Streuelektronen von den jenigen Photoelektronen, die im Inneren des Strahlers ausgelöst werden und so wegen ihres Energieverlustes nur kurze Bahnen liefern, nicht zu unterscheiden wären. Auch ist eine Steigerung der Asymmetrie nicht mehr zu erwarten, da die wirksame Schichtdicke für 100 KV schon größer als 5,2 μ für Silber ist. Da nach Eichmann [2]) die Asymmetrie innerhalb eines bestimmten Wellenbereiches als konstant

angesehen werden kann, so wurde der Wert von 100 KV den Berechnungen für alle benutzten Spannungen zu Grunde gelegt. Es wurde somit der Wert der Asymmetrie von Ag auf 1,71 festgesetzt.

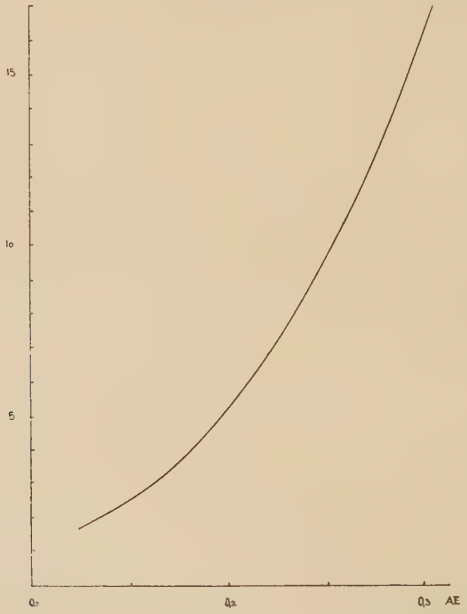
Die Kurve II gibt die Auswertung des Verhältnisses A'/A wieder. Die Kurven geben an, um wieviel die Röntgenstrahlung bei ihrem Durchgang durch die Materie durch Absorption geschwächt wurde. Die 90 KV-Kurve hat einen geringeren Abstand als man erwartet. Die Strahlung muß also weicher geworden sein. Die Ursache liegt darin, daß bei 90 KV die K-Anregungsspannung für Wolfram liegt und somit von der Wolframröhre eine relativ weichere Strahlung ausgesandt wird.

Die Kurve III zeigt den Absorptionskoeffizienten. Die beiden Kurven stimmen in dem Wellengebiet 0,22 — 0,26 AE völlig überein. Es ist demnach der Absorptionskoeffizient von der dritten Potenz der Wellenlänge abhängig. Die Untersuchungsmethode mit Hilfe der Wilsonschen Nebelkammer ergibt den reinen Absorptionskoeffizienten, der sich aus dem Photoemissionskoeffizienten und dem Fluoreszenzkoeffizienten zusammensetzt. Mit steigender Wellenlänge tritt eine Abweichung der experimentellen Kurve von der errechneten ein. Der Grund hierfür ist nicht völlig klar. Wahrscheinlich ist die Ursache, daß an der Bestimmung des Verhältnisses A' bei 50 KV nur die L-Elektronen beteiligt sind und die ebenfalls die Absorption bestimmenden K-Elektronen nicht mitgemessen werden, da ihre kinetische Energie noch nicht genügend groß ist, um das Unschärfengebiet zu durchlaufen. Unterhalb des Wellengebietes 0,22 — 0,26 AE ist wieder eine Differenz der beiden Kurven vorhanden, die ihren Grund in der Aussendung der charakteristischen Strahlung der Wolframröhre hat. Die Absorption wird durch die Aussendung der relativ weicheren Strahlung größer, die Werte für den Absorptionkoeffizienten steigen an. Die größte Abweichung von der Walterschen Kurve ist bei $\lambda = 0{,}178$ AE, dem 69 KV entspricht. Mit zunehmender Härte verschwindet der Einfluß der Wolfram-K-Strahlung immer mehr. Die experimentellen Werte nähern sich wieder der theoretischen Kurve. Damit wäre der eine Summand des Schwächekoeffizienten bestimmt.

Den Streukoeffizienten erhält man nun, indem man den Absorptionskoeffizienten von dem Schwächungskoeffizienten subtrahiert. Zur Bestimmung des Streukoeffizienten wurden die Ergebnisse des Schwächungskoeffizienten von Stumpen [32]) herangezogen. Der Massenschwächungskoeffizient von Stumpen ist in Kurve IV aufgetragen.

Die Auswertung der Ergebnisse zeigt die Tabelle 8. Aus ihr kann man entnehmen, daß der Streukoeffizient in dem benutzten Wellengebiet von 0,22—0,26 AE konstant ist und sein Wert ungefähr 0,73 beträgt. Dieser Wert steht mit dem von Richtmyer angegebenen Wert für den Streukoeffizienten in Einklang. Dabei ist also unter dem Streukoeffizienten die Summe des Rückstoßkoeffizienten und des Streustrahlungskoeffizienten zu verstehen.

Kurve IV.



Schwächungskoeffizienten von Ag (Stumpen)

In dem untersuchten Wellenbereich stimmt der Streukoeffizient nirgends mit dem klassischen Wert von 0,2 überein.

Tabelle 8.

λ	μ/ρ	α/ρ	σ/ρ
0,22	6,84	6,12	0,72
0,225	7,17	6,41	0,76
0,23	7,7	6,93	0,77
0,235	8,2	7,43	0,77
0,24	8,76	8,00	0,76
0,245	9,24	8,5	0,74
0,25	9,76	9,00	0,76
0,255	10,37	9,61	0,76
0,26	10,92	10,15	0,77

Damit sind im Wellenbereich von 0,22—0,26 AE die Komponenten des Schwächungskoeffizienten bestimmt.

Zusammenfassung.

1. Mittels der Wilsonschen Nebelmethode wurde die Asymmetrie der Silberphotoelektronen untersucht.

2. Durch Auszählung der Bahnen in 600 Wilsonaufnahmen wurde der Absorptionskoeffizient für Silber im Wellenbereich von 0,22 bis 0,26 AE bestimmt und abhängig von der dritten Potenz der Wellenlänge gefunden.

3. Der Streukoeffizient wurde durch Subtraktion des Absorptionskoeffizienten von dem Schwächungskoeffizienten ermittelt. Der Streukoeffizient ist innerhalb des untersuchten Wellenbereiches konstant und steht im Einklang mit dem von Richtmyer angegebenen Wert.

Zum Schluß der Arbeit ist es mir ein Bedürfnis, Herrn Prof. Dr. L. Grebe für die Überlassung des Arbeitsplatzes, sowie für das große Interesse, welches er meiner Arbeit in fördernder Weise entgegengebracht hat, herzlichst zu danken.

1. E. Dorn: Verh. d. naturf. Ges. zu Halle 22, 39. u. 47. 1900.
2. F. Eichmann: Dissertation Bonn, 1936.
3. F. K. Richtmyer: Phys. Rev. 27, 4. 1926 u. 30, 760. 1927.
4. S. J. M. Allen: Phys. Rev. 23, 291. 1924 u. 45, 122. 1934.
5. E. Jöhnsson: Nature 120, 695. 1927.
6. M. Siegbahn: Phys. ZS. 15, 754. 1914.
7. W. Kossel: Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 898. 1914 u. 16, 953. 1914.
8. W. H. Bragg u. S. E. Peirce: Phil. Mag. 28, 626. 1914.
9. R. Glocker: Phys. ZS. 16, 71. 1918.
10. B. Walter: Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 35, 929 und 1308. 1927.
11. J. J. Thomson: Conduction of Electricity through Gases, 2. Aufl. S. 326.
12. R. A. Houston: Phil. Mag. 2, 512. 1926.
13. W. Bothe: ZS. f. Phys. 40, 653. 1927.
14. L. de Broglie: Journ. de phys. et le Radium 3, 33. 1922.
15. H. A. Kramers: Phil. Mag. 46, 836. 1923.
16. G. Wentzel: ZS. f. Phys. 38, 518. 1926.
17. J. R. Oppenheimer: ZS. f. Phys. 41, 268. 1928.
18. Y. Nishina: Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 6. 1928.
19. H. Fricke u. O. Glasser: ZS. f. Phys. 29, 374. 1924.
20. H. A. Compton: Phys. Rev. 21, 207 u. 483. 1923 u. Ppil. Mag. 8, 961. 1929.
21. P. Debye: Phys. ZS. 24, 161. 1923.
22. C. G. Barkla u. R. C. Sale Rhoda: Phil. Mag. 45, 737. 1923.
23. A. Thomescheid: Ann. d. Phys. 18, 802. 1933.
24. H. Schenck: Ann. d. Phys. 17, 159. 1933.
25. C. D. Cooksey: Phil. Mag. 24, 37. 1912.
26. R. T. Beatty: Phil. Soc. Cambr. 15, 492. 1910.
27. A. J. Philpot: Proc. Phys. Soc. London 26, 131. 1914.
28. W. H. Bragg u. H. L. Porter: Proc. Roy. Soc. London 85, 355.
29. Seitz: Ann. d. Phys. 73, 182. 1924.
30. A. Sommerfeld: Atombau u. Spektrallinien, Wellenmech. Ergänzungsb. S. 211.
31. O. W. Richardson: Phil. Mag. 46, 721. 1912.
32. P. Auger: Journ. de Phys. 8, 93. 1927.
33. M. Haas: Ann. d. Phys. 85, 470. 1928.
34. H. Stumpen: ZS. f. Phys. 50, 217, 1929.

Lebenslauf.

Am 20. April 1911 wurde ich, Peter Gayer, zu Koblenz geboren als Sohn des Lehrers Franz Xaver Gayer. Ich bin katholischer Konfession. Nach Besuch der Volksschule und des humanistischen Gymnasiums, Amberg, legte ich Ostern 1932 das Zeugnis der Reife ab. Im Anschluß daran studierte ich in Bonn Physik, Chemie und Mathematik. Seit November 1935 widmete ich mich im Röntgenforschungsinstitut, Bonn, der Anfertigung vorliegender Arbeit.